

Ein einzelnes Atom: gefesselt, gekühlt, beobachtet.

Pepijn Pinkse

Max-Planck-Institut für Quantenoptik, Hans-Kopfermann-Str. 1, 85748 Garching

Einleitung

Wer stand nicht schon einmal zwischen zwei parallelen Spiegeln, um verwundert die unendliche Reihe eigener Spiegelbilder zu erblicken? Dieser Aufbau erlaubt auch in der modernen Physik viele faszinierende Experimente. Es gibt wohl kaum einen verblüffenderen Interferenzeffekt als den mit zwei Spiegeln, die parallel zueinander gestellt für Licht bestimmter Wellenlängen durchsichtig werden, obwohl ein Spiegel für sich alleine eine Reflektivität von mehr als 99% aufweist. Die Erklärung für diesen überraschenden Effekt ist elegant: nur 1% des Lichtes geht durch den ersten Spiegel. Aber einmal zwischen die beiden Spiegel gelangt, wird das Licht hundertfach hin und her reflektiert, vorausgesetzt das Licht hat eine ganz bestimmte Wellenlänge bzw. Farbe, die durch den Abstand der Spiegel festgelegt wird. Man sagt, dass die beiden Spiegel einen Resonator für dieses Licht bilden. Im Resonator wird eine hundertfach erhöhte Lichtintensität umherlaufen. Von diesem intensiven Licht wird zu beiden Seiten des Resonators 1% durchgelassen. Auf dem ersten der beiden Spiegel interferiert das Licht, das aus dem Resonator austritt, destruktiv mit den 99% des Lichts, das auf den Eintrittspiegel fällt. Damit ist die Reflektion ausgelöscht, und alle Energie wird in den Resonator geleitet. Das Licht, das aus dem zweiten Spiegel austritt, hat somit die gleiche Intensität, die auf den ersten Spiegel fiel. Befindet sich jedoch zwischen den Spiegeln ein Absorber, dann „sieht“ das Licht nur den ersten Spiegel und wird reflektiert. Dieser Effekt lässt sich ausnutzen, um selbst einzelne Atome nachzuweisen.

Ein Resonator ähnlichen Aufbaus wird am Max-Planck-Institut für Quantenoptik benutzt, um die fundamentalen Eigenschaften der Emission und Absorption von Licht zu untersuchen. Diese Experimente verbessern zum einen unser Verständnis der Licht-Materie-Wechselwirkung, zum anderen finden sie wichtige Anwendungen, beispielsweise in der Quanteninformationsverarbeitung. In der Quanteninformationsverarbeitung wird versucht, die binäre Computerlogik mit ihren Bits und Bytes mittels so genannter Qubits um die Gesetze der Quantenphysik zu erweitern. Solche Quantenrechner erlauben die effizientere Lösung wichtiger, numerisch aufwendiger Probleme. Diese Anwendungen setzen die Fähigkeit voraus, einzelne Quantenteilchen wie z.B. Atome, Ionen oder Photonen zu beobachten und zu manipulieren.

Einzelne Ionen können schon seit 1980 gespeichert und beobachtet werden¹. Eine Kombination von Ionenfallen mit guten optischen Resonatoren ist jedoch noch immer eine Herausforderung. Beachtenswerte Fortschritte auf diesem Gebiet wurden in jüngster Zeit aber in den Gruppen von R. Blatt an der Universität Innsbruck² und H. Walther am MPQ³ erzielt.

Wie ich erläutern werde, ist es möglich, einzelne Atome in modernsten optischen Resonatoren einzufangen und zu speichern. Allerdings sind die Speicherzeiten, die mit neutralen Atomen in Resonatoren erzielt werden, limitiert. Auf diesem Gebiet haben wir gleichzeitig mit unseren Kollegen am Caltech, USA, eine deutliche Verlängerung erreicht^{4,5}. Im Folgenden werde ich beschreiben, wie man einzelne Atome zwischen zwei Spiegel bringt, sie dort in einer Lichtfalle fesselt und gleichzeitig beobachtet. Schlussendlich möchte ich erklären, wie Laserkühlung funktioniert, und wie wir mit Hilfe eines Resonators ein grundsätzlich neues Kühlverfahren entwickelt und nachgewiesen haben⁶.

Ein atomarer Springbrunnen

Wir benutzen für die Untersuchungen das zur Alkali Gruppe gehörende Element Rubidium. Rubidium ist in der Quantenoptik populär, weil es schon bei Zimmertemperatur in Dampfform übergeht. Außerdem hat Rubidium eine einfache elektronische Struktur, da alle Elektronen bis auf eines in gefüllten Schalen festsitzen. Damit es überhaupt möglich ist, die Atome später einzufangen, müssen diese zuerst auf Temperaturen unter einem Millikelvin (ein tausendstel Grad oberhalb des absoluten Nullpunktes) gesenkt werden. Bei diesen Temperaturen beträgt die mittlere Geschwindigkeit der Atome nur wenige 10 cm/s. Um die Atome so weit abzukühlen, wird ein Standard-Laserkühlverfahren benutzt: das Dopplerkühlen. Es ist für die spätere Diskussion nützlich, dieses Kühlprinzip kurz zu erläutern: In eine Vakuumkammer wird dünner Rubidiumdampf eingelassen. Die Mitte der Kammer wird durch Laserlicht aus mehreren Raumrichtungen ausgeleuchtet. Atome, die zufällig in die Richtung eines Strahls fliegen, sehen Licht, das auf Grund des Dopplereffekts frequenzverschoben ist. Je schneller das Atom fliegt, desto größer ist die Dopplerverschiebung. Die Frequenz des Lasers ist so gewählt, dass erst jetzt ein elektronischer Übergang des Atoms durch die Dopplerverschiebung in Resonanz mit dem Laserlicht ist. Das Atom absorbiert daher das Licht aus der Laserstrahlrichtung in der Form einzelner Lichtquanten, den so genannten Photonen, und strahlt diese wieder in zufälliger Richtung ab. Bei jeder Absorption und Emission erfährt das Atom einen kleinen Rückstoß. Da aber die Bewegung des Atoms die Richtung vorgibt, aus der Photonen absorbiert werden, und die Abstrahlung ungerichtet ist, ergibt sich im Mittel eine der Bewegung des Atoms entgegengerichtete Kraft. Somit wird es abgebremst. Da dies in allen Raumrichtungen passiert, werden sämtliche Atome in ihrer Bewegung gebremst; sie werden kälter. Dem Atom ergeht es dabei wie jemandem, der sich in einem tückischen Hagelsturm befindet, der ihm immer ins Gesicht bläst, egal in welche Richtung er auch geht. Diese Kühlmethode wird „Dopplerkühlen“ genannt und erlaubt es, Atome bis auf weniger als ein tausendstel Grad über dem absoluten Nullpunkt abzukühlen. Die Bewegungsenergie der Atome wird dabei auf die ausgesandten Photonen übertragen.

Man beachte, dass das sauber gerichtete Laserlicht durch dieses Verfahren von den Atomen in alle Richtungen gestreut wird, da die spontane Emission ungerichtet ist. Dies ist ein sehr wichtiger Bestandteil des Kühlverfahrens. Es macht der Prozess dissipativ und unumkehrbar. Aus der Thermodynamik wissen wir, dass Kühlen nie reversibel sein kann. Anmerken sollte man hier, dass die thermodynamische Temperatur eigentlich nur für ein Ensemble von Teilchen im Gleichgewicht definiert ist. Es ist aber praktisch, auch die Bewegungsenergie einzelner Atome in (milli-) Kelvin auszudrücken, womit die Energie gemeint ist, die die Teilchen im Mittel in einem Ensemble mit der gleichen Temperatur hätten.

Dopplerkühlung allein genügt aber nicht, um Atome einzufangen, da die Dopplerkühlkraft nur von der Geschwindigkeit des Atoms abhängt, jedoch nicht von dessen Ort. Ein Atom kann daher langsam aber stetig in einer Richtung aus den Laserstrahlen heraus laufen. Um das zu verhindern, legt man ein Magnetfeld an, welches in der Mitte der Falle verschwindet und in einer der Geometrie der Lichtstrahlen angepassten Weise nach außen wächst. Dadurch wird die Lichtdruckbilanz geschickt geändert und zwar so, dass die Atome eine zusätzliche Kraft zurück in die Mitte der Falle spüren. Diese Kombination aus Dopplerkühlen und Magnetfeld wird magneto-optische Falle, oder nach dem englischen „magneto-optical trap“ MOT genannt. Die MOT ist das Arbeitspferd der Quantenoptik geworden. Sie ist billig und robust und erlaubt auf einfache Weise, eine Wolke von vielen Millionen sehr kalten Atomen zu bereitzustellen. Sie hat zu mehreren bahnbrechenden Erkenntnissen geführt. Zu nennen ist insbesondere die von Bose und Einstein vorhergesagte Kondensation eines Gases in einen einzelnen Quantenzustand, die erst 1995 in reiner Form aus einem Rubidiumgas hergestellt werden konnte.

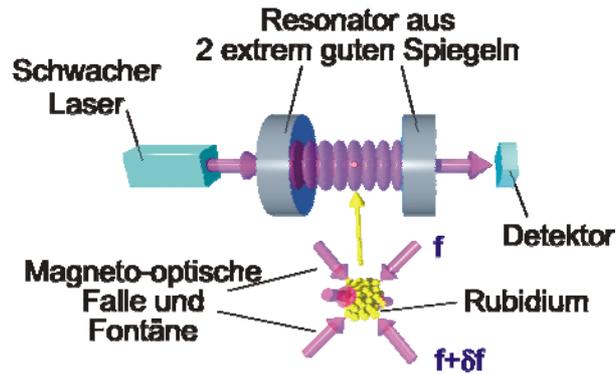


Bild 1. Schematische Darstellung des Experiments. Unterhalb des Resonators werden Rubidium-Atome in einer magneto-optischen Falle gefangen und in die Höhe katapultiert. Dabei durchqueren einzelne Atome den Resonator, der aus zwei hochreflektierenden Spiegeln ($>99,999\%$) im Abstand von $0,122\text{ mm}$ aufgebaut ist. Im Resonator werden die Atome in einer Lichtfalle gefangen. Dazu wird von einer Seite rot-verstimmtes Laserlicht in den Resonator eingekoppelt, so dass sich zwischen den Spiegeln eine optische Stehwelle ausbildet. Ein zweiter, nah-resonanter Lichtstrahl durchläuft den Resonator ebenfalls und gibt Aufschluss über den Aufenthalt eines Atoms.

Im Experiment befindet sich der Resonator 25 cm oberhalb der MOT. Zum Transfer der Atome von der MOT in den Resonator wird eine atomare Fontäne benutzt⁷. Dazu wird die Bilanz der Lichtkräfte, welche die Atome normalerweise im Laborruhesystem kühlen, durch Verstärken der Frequenz einzelner Laserstrahlen gestört. Die Lichtstrahlen, die die kalte Atomwolke von unten beleuchten, bekommen eine leicht höhere Frequenz, $f + \delta f$. Die Atome werden weiter gekühlt, aber jetzt in einem Bezugssystem, das sich mit einer Geschwindigkeit v proportional zur Frequenzunterschied nach oben bewegt. Wieder spielt die Dopplerverschiebung eine Rolle: die Atome, die sich mit der Geschwindigkeit v nach oben bewegen, sehen auf Grund der Dopplerverschiebung in alle Richtungen abermals genau die gleiche Lichtfrequenz. Wir erhöhen den Frequenzunterschied δf innerhalb einiger Millisekunden von null auf einige Millionen Hz und beschleunigen die Atome damit auf Geschwindigkeiten von einigen Metern pro Sekunde. Die Atome fliegen nach Abschalten des Lichtes weiter nach oben, wobei sie durch die Schwerkraft abgebremst werden. Durch Wahl des maximalen Frequenzunterschieds und damit der Abschussgeschwindigkeit lässt sich die Geschwindigkeit, mit der die Atome den Resonator passieren, genau einstellen. Es ist sogar möglich, den Umkehrpunkt des senkrechten Wurfes in den Resonator zu legen. Dadurch kommen die Atome im Resonator kurzzeitig zur Ruhe und können leichter eingefangen werden.

Der Resonator

Das Herzstück des Experimentes ist, wie bereits erwähnt, ein aus zwei sehr guten Spiegeln aufgebauter optischer Resonator. Damit die Änderung der Transmission des Resonators auch bei einem einzigen Atom im Resonator gut messbar ist, müssen die Spiegel sehr gut und die Umlaufzeit des Lichtes im Resonator möglichst kurz sein. Daher müssen die Spiegel nah zusammen stehen. In unserem Experiment beträgt der Abstand zwischen den Spiegeln $0,122\text{ mm}$. Die beiden Spiegel haben eine Reflektivität von mehr als $99,999\%$ und sind leicht gekrümmt, damit das hin und her laufende Licht auf der Achse des Resonators bleibt. Für das Auftreten der in der Einleitung erwähnten konstruktiven Interferenz ist es notwendig, dass der Spiegelabstand ein Vielfaches der halben Wellenlänge des eingestrahlten Lichts beträgt. Im Resonator bildet sich analog zu einer schwingenden Saite ein „stehendes“ Lichtfeld aus. Dabei entstehen Bäuche und Knoten mit hoher bzw. niedriger Lichtintensität. Die Länge von

0,122 mm entspricht genau 156 Wellenlängen, oder 312 Bäuchen des eingestrahlichten Lichts im Vakuum. Der Zusatz „im Vakuum“ ist wichtig, weil schon ein einzelnes Atom den Brechungsindex des „Mediums“ zwischen den Spiegeln merklich ändert!

Bild 2a zeigt ein typisches Transmissionssignal, das entsteht, wenn langsame Atome zwischen den Spiegeln hindurchfliegen und die optische Weglänge genügend ändern, um die konstruktive Interferenz zwischen den Spiegeln zu unterdrücken⁷. Außerdem kann das Atom ein wenig Licht absorbieren. Der Resonator reflektiert das einfallende Licht und die transmittierte Leistung nimmt ab. Bemerkenswert ist, dass sich in Anwesenheit des Atoms im Mittel weniger als ein Photon im Resonator befindet. Strahlt man mehr Licht ein so wird der atomare Übergang gesättigt; das Atom wird sozusagen gebleicht, und kann nicht mehr absorbieren.

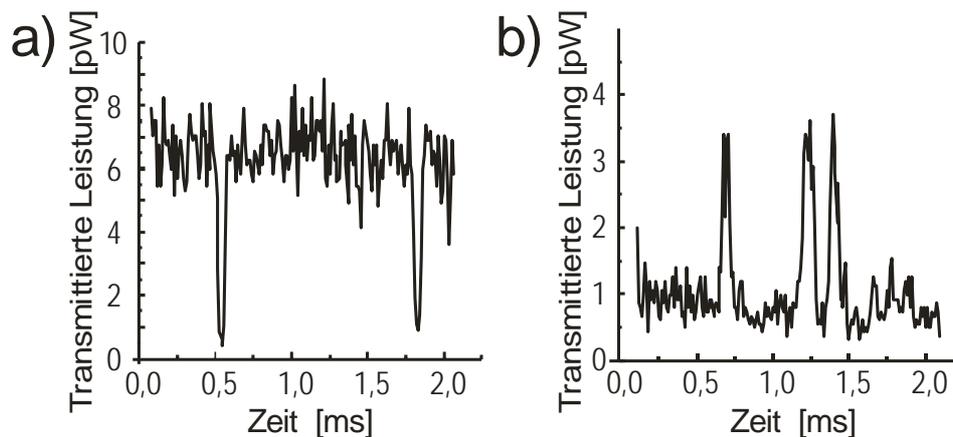


Bild 2. a) Transmission des Resonators als Funktion der Zeit. Der Spiegelabstand entspricht einem Vielfachen der halben Vakuum-Lichtwellenlänge. Durchfliegende Atome zerstören die konstruktive Interferenz und führen zu Transmissionseinbrüchen. Ein Photon im Resonator entspricht einer transmittierten Leistung von 0,9 pW. b) Transmissionsspitzen einzelner Atome. Die Länge des Resonators ist hier so gewählt, dass sie ohne Atom nicht genau einem Vielfachen der halben Vakuum-Lichtwellenlänge entspricht, aber gleichzeitig so, dass die Interferenz mit einem Atom im Bauch der Stehwelle wieder konstruktiv ist, was zu einem Transmissionsanstieg führt.

Umgekehrt ist auch einzusehen, dass ein Atom den Resonator in Resonanz schieben kann, wenn die optische Weglänge ohne Atom gerade nicht, aber in Anwesenheit eines Atoms genau ein Vielfaches der halben Wellenlänge beträgt. In der Tat ist es in diesem Fall möglich Atome anhand der Zunahme der Transmission nachzuweisen, wie in Bild 2b zu sehen ist.

Wenn man den Fluss von Atomen verringert, nimmt die Anzahl der im Bild 2a auftretenden Transmissionseinbrüche, ab. Da die Einbrüche aber immer ungefähr gleich aussehen, kann man daraus schließen, dass wirklich jeweils einzelne Atome den Resonator hindurchfliegen. Leichte Unterschiede zwischen den einzelnen Transmissionssignalen kommen daher, dass die Absorption davon abhängt, ob das Atom durch einen Bauch oder einen Knoten der Stehwelle fliegt.

Die Lichtfalle im Resonator

Zum Einfangen der Atome verwenden wir ebenfalls Licht. Das Prinzip ist dem ähnlich, wodurch kleine Papierschnipsel an einem durch Reibung aufgeladenen Plastikstab haften bleiben: Das elektrostatische Feld des Plastikstabs induziert in den Papierschnipseln einen elektrischen Dipol, so dass diese eine Kraft in die Richtung des stärkeren elektrischen Feldes

erfahren. Weil das elektrische Feld direkt am Stab am größten ist, werden die Schnipsel vom Stab angezogen und bleiben an ihm haften. Genauso werden Atome durch ein elektrisches Feld polarisiert. Licht ist nichts anderes als ein schnell oszillierendes elektromagnetisches Feld, dessen elektrische Komponente im Atom einen oszillierenden Dipol induziert. Nimmt man Licht mit einer Frequenz, die deutlich niedriger ist als die der atomaren Übergangsfrequenz, wir sagen rot-verstimmtes Licht, so kann das Atom den Oszillationen folgen und sein Dipol schwingt in Phase mit dem eingestrahlt Licht. Dadurch wird das Atom wie im elektrostatischen Fall vom stärksten elektrischen Feld des Lichtstrahls angezogen. Im Resonator ist die elektrische Feldstärke in den Bäuchen der Stehwelle am größten. Da das Licht eine niedrigere Frequenz haben muss als die des Beobachtungslichtes, benutzen wir hierfür Licht mit einer etwas größeren Wellenlänge, wovon genau 310 Bäuche zwischen die Spiegel passen. Die Bäuche dieser Stehwelle formen die Lichtfalle für die Atome⁸. Das schöne an einer solchen Falle ist, dass das Atom vom hellen Licht nur unwesentlich aufgeheizt wird, weil das Licht viel weiter verstimmt ist als die natürliche Unschärfe der Übergangsfrequenz des Atoms. Daher kann das Atom das Licht nicht absorbieren. Das Fallenpotenzial kann aber so tief sein, dass Teilchen mit einer Temperatur von einigen Millikelvin immer noch gefangen sind. Es ist also ausreichend tief, um die hochgeworfenen und vorgekühlten Atome festhalten zu können.

Genau so wenig wie die Falle das Atom aufheizt, so wenig kann sie ihm Energie entziehen. Wir sagen, die Falle ist konservativ. Eine Konsequenz ist, dass ein Atom welches von einer Seite in die Falle hinein fällt, genügend kinetische Energie gewinnt, um die Falle auf der anderen Seite wieder zu verlassen. Zum Fangen des Atoms muss daher noch ein Trick verwendet werden: Man wartet, bis das Atom in der Mitte eines Bauches der Stehwelle detektiert wird, und erhöht dann schnell die Intensität des Fallenlasers. Dadurch wird die Falle tiefer und das Atom ist gefangen. Voraussetzung für diesen Trick ist die Möglichkeit, das Atom gleichzeitig zu beobachten. Dafür ist das Fallenlicht selbst leider nicht geeignet. Deswegen benutzen wir zusätzlich wieder das nah-resonante Licht für die Beobachtung. Es gibt also zwei Stehwellen im Resonator: eine intensive aber weit-verstimmte für die Falle, und eine nah-resonante aber schwache für die Beobachtung. Hier zeigt sich auch, warum man für die Falle eine Wellenlänge gewählt hat, die nicht ein, sondern zwei Bäuche weniger im Resonator hat: Dadurch kann erreicht werden, dass in der Mitte des Resonators ein Bauch der Fallenstehwelle mit einem Bauch der Beobachtungstehwelle überlappt.

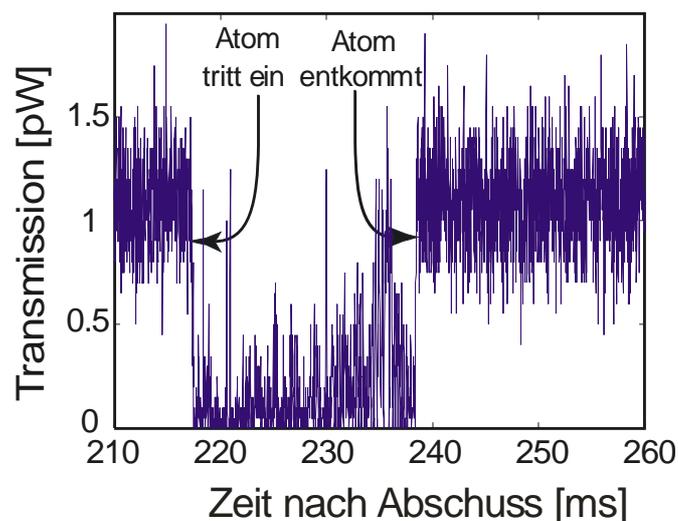


Bild 3. Transmissionssignal eines einzelnen gefangenen Atoms: Transmission des nah-resonanten Lichtes durch den Resonator als Funktion der Zeit. 217 ms nach dem Hochwerfen der kalten Atomwolke wird ein Atom im Resonator detektiert, die Fallenlaserleistung erhöht und das Atom damit eingefangen. Das Atom bleibt ungefähr 21 ms im Resonator.

Bild 3 zeigt ein gelungenes Fangereignis. Die Länge des Resonators wurde so gewählt, dass er mit einem Atom im Bauch der Stehwelle weniger Licht transmittiert als ohne Atom. 217 ms nach Abschuss aus der Fontäne wurde ein Atom im Resonator detektiert und die Lichtleistung des Fallenlasers erhöht. Man sieht, dass man das Atom 21 ms lang im Resonator beobachten kann, bevor es aus ihm verloren geht.

Ausbruch aus der Falle

Wie am in Bild 3 gezeigten Beispiel zu sehen ist, verlassen die Atome die Falle jedoch nach kurzer Zeit, wenn sie beobachtet werden. Das ist leicht zu verstehen: Zur Beobachtung wird nah-resonantes Licht in den Resonator eingestrahlt. Dadurch wird das Atom angeregt, und es strahlt vermehrt Photonen ab. Die Rückstöße dieser Photonen heizen das Atom auf, bis es genügend Energie hat, um aus der Falle zu entkommen. Aber auch ohne Beobachtung bleiben die Atome nicht unbegrenzt gefangen. In der fern-verstimmten Lichtfalle können die Atome für einige 10 ms festgehalten werden. Die Speicherzeit wird hierbei durch Fluktuationen des Laserlichtes begrenzt. Jeder, der einmal mit wackeliger Hand versucht hat, eine volle Tasse Tee zu halten, kennt diesen Effekt. Dabei sind – genau wie bei der Teetasse – insbesondere Fluktuationen in den Frequenzbereichen schädlich, die einer charakteristischen Schwingung (Schwappen) in der Falle entsprechen. Dieser Heizmechanismus wird vor allem durch den Resonator selbst verursacht: durch seine hohe Güte werden schon kleine Frequenzänderungen des eingestrahlten Lasers in Amplitudenänderungen des Lichtes innerhalb des Resonators umgesetzt. Tatsächlich konnten wir die Speicherzeit deutlich erhöhen, indem wir den Fallenlaser besser stabilisieren. Dazu wurde die Laserfrequenz auf weniger als 20 kHz Linienbreite getrimmt, was bezüglich der Oszillationsfrequenz des Lichtes eine relative Frequenzstabilität von 10^{-10} entspricht. Interessant ist, dass laut theoretischer Berechnungen selbst für einen ideal frequenzstabilen Laser keine deutlich längere Speicherzeit erwartet wird, weil die Quanteneigenschaften des Lichtes den Aufheizraten eine fundamentale untere Grenze setzen. Um die Speicherzeit, mit oder ohne Beobachtung, weiter zu erhöhen, wird ein effektiver Kühlmechanismus benötigt.

Resonatorkühlen

Wie oben beschrieben, ist Laserkühlung im freien Raum inzwischen ein Standardverfahren. Dieses Verfahren kann im Prinzip auch auf einzelne Atome in einem Resonator angewandt werden⁹. Dabei sind allerdings einige Kompromisse einzugehen. Zum Beispiel ist ein guter optischer Zugang von mehreren Seiten notwendig, was jedoch größere Resonatoren erfordert. 1997 wurde ein neues Kühlverfahren vorgeschlagen, welches erlaubt, ein Atom in einem Resonator zu kühlen. Dieses Kühlverfahren hat den Vorteil, dass das Atom deutlich weniger gestört wird als bei herkömmlichen Kühlverfahren¹⁰.

Um dieses neue Kühlverfahren zu realisieren, verwenden wir ein nah-resonantes, im Verhältnis zum atomaren Übergang leicht blau-verstimmtes Lichtfeld. Dadurch ist die im Atom verursachte Polarisierung außer Phase mit dem elektrischen Wechselfeld des Lichts, was dazu führt, dass das Atom von Bereichen höherer Lichtintensität abgestoßen wird. Befindet sich das Atom in einem Knoten und bewegt sich in Richtung eines Bauchs, so wird es, wie in Bild 4 graphisch dargestellt, abgebremst. Durch die Rückkopplung der Position des Atoms auf die Intensität im Resonator wird der Potenzialberg niedriger. Dies geschieht jedoch nicht

sofort, sondern mit einer Verzögerung, die dazu führt, dass das Lichtfeld dem Gleichgewichtszustand hinterherhinkt. Wenn das Atom oben auf dem Potenzialberg angekommen ist und wieder nach unten fliegt, wird es wiederum beschleunigt, jedoch weniger als es zuvor verzögert wurde. Im Mittel muss das Atom einen höheren Berg erklimmen als es herunterrollen kann. Dadurch wird das Atom gebremst. Wird dieser Zyklus mehrfach wiederholt, so wird das Atom abgekühlt. Solche Kühlverfahren werden auch Sisyphus-Mechanismen genannt, nach dem griechischen Helden Sisyphos, der einen Stein immer wieder den Berg hinaufrollen musste.

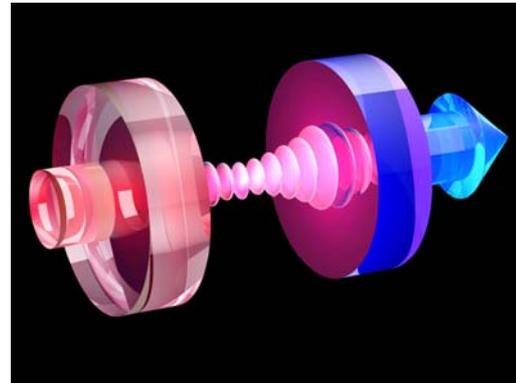
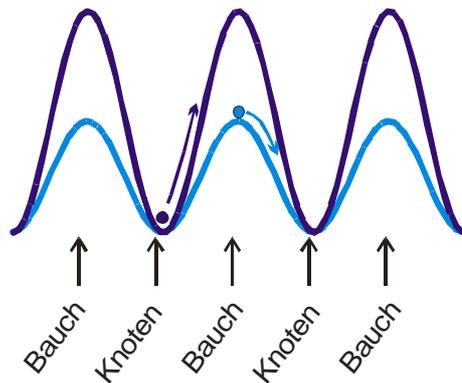


Bild 4. Erklärung des Resonatorkühlens. Links: Ausgangspunkt ist ein blau-verstimmtes nah-resonantes Feld, das eine Potenziallandschaft erzeugt, die sich dem Ort des Atoms anpasst, während das Atom sich bewegt. Befindet sich das Atom an einem Knoten (dunkelblau), so ist die Intensität hoch, und somit auch der Potenzialberg hoch. Ist das Atom am Bauch angekommen, ist der Berg niedriger geworden (hellblau), der Abstieg ins Tal ist somit kürzer. Die beim Hochlaufen verlorene Energie wird beim Herunterlaufen nicht ganz zurück gewonnen. Rechts: Die Abnahme der Bewegungsenergie des Atoms resultiert in einer Blau-Verschiebung des transmittierten Laserstrahls gegenüber dem eingestrahlenen.

Wie man sieht ist eine Anregung des Atoms bei diesem Kühlverfahren nicht notwendig. Das vom Resonator abgestrahlte Licht ist energiereicher („blauer“) als das auf den Resonator eingestrahlte Laserlicht. Die Energiedifferenz entstammt der Bewegungsenergie des Atoms, welches dadurch abgebremst wird.

Mit der neuen Kühlmethode konnten wir das Atom an den Bäuchen der optischen Stehwelle besser lokalisieren und die Speicherzeit des Atoms im Resonator deutlich verlängern. Interessant ist dabei, dass das Kühlverfahren mit extrem wenig Licht auskommt: in den Experimenten befand sich im Mittel nur etwa ein hundertstel Photon im Resonator. Im Vergleich zu konventionellen Laserkühlverfahren für Atome konnte darüber hinaus gezeigt werden, dass das neue Kühlverfahren bei gleicher Störung des Atoms eine mindestens fünfmal stärkere Bremskraft erzeugt.

Über den Effekt hinaus ein Atom mit Hilfe des Resonatorkühlens länger speichern zu können, zittert das Atom jetzt auch weniger als früher. Dies ermöglicht schon jetzt Messungen, die vorher nicht möglich waren. So ist es beispielsweise vor kurzem gelungen, die fundamentale Resonanzaufspaltung des Atom-Resonator-Systems direkt zu beobachten¹¹. Diese Aufspaltung ist analog der Frequenzaufspaltung zweier identischer Pendel, die mit einer Feder gekoppelt sind. Es sind zwei Schwingungsmoden möglich, bei denen die Pendel gleich- bzw. gegensinnig schwingen. Die zwei gekoppelten Pendel entsprechen hier dem Lichtfeld im Resonator und dem oszillierenden Dipol des Atoms. Es ist sehr befriedigend, der experimentellen Realisierung dieses Lehrbuchbeispiels der Quantenoptik einen großen Schritt

näher gekommen zu sein und es aus dem Bereich der reinen Gedankenexperimente geholt zu haben.

Ausblick

Weil das Atom beim Resonatorkühlen nicht in einen angeregten Zustand gelangen muss, eignet sich dieses Verfahren prinzipiell auch für Teilchen, die mit konventionellen Laserkühlmethoden nicht gekühlt werden können. Dies erlaubt es prinzipiell, Laserkühlung auch auf Moleküle anzuwenden. Bisher ist das nicht möglich, weil herkömmliche Kühlverfahren zur Dissipation von Energie immer eine spontane Photonenemission vom Teilchen benötigen. Viele Atomsorten befinden sich danach mit großer Wahrscheinlichkeit wieder im Anfangszustand, wodurch sich der Kühlzyklus wiederholen lässt. Bei Molekülen mit ihren vielen internen Schwingungsmöglichkeiten endet man jedoch meistens nicht im Anfangszustand, was das Wiederholen des Kühlzyklus verhindert. Beim Resonatorkühlen übernimmt der Resonator die Dissipation von Energie aus dem System und man ist nicht auf einen spezifischen molekularen Übergang angewiesen. Der enorme Erfolg der Laserkühlung von Atomen lässt hier die Hoffnung wachsen, auch bei Molekülen sowohl auf interessante Physik als auch auf interessante Anwendungen über die Physik hinaus zu stoßen.

Danksagung

Zum Schluss muss betont werden, dass die Experimente, welche ich hier vorgestellt habe, nicht allein gemacht werden können. Die vielen erfolgreichen Messungen und Veröffentlichungen die ich hier zusammengefasst habe, wären ohne den begeisterten Einsatz meiner Kollegen am Max-Planck-Institut für Quantenoptik und vorher an der Universität Konstanz nicht möglich gewesen. Insbesondere möchte ich dafür Thomas Fischer, Axel Kuhn, Peter Maunz, Peter Münstermann, Thomas Puppe, Ingrid Schuster, Niels Syassen und meinem Mentor, Gerhard Rempe, danken.

¹ *Localized visible Ba⁺ mono-ion oscillator*, W. Neuhauser, M. Hohenstatt, P.E. Toschek und H. Dehmelt, Phys. Rev. A **22**, 1137 (1980); *Spectroscopy of a single Mg⁺ ion*, D.J. Wineland und W.M. Itano, Phys. Lett. A **82**, 75 (1981); *Nonclassical radiation of a single stored ion*, F. Dietrich und H. Walther, Phys. Rev. Lett. **58**, 203 (1987).

² *Spontaneous Emission Lifetime of a Single Trapped Ca⁺ Ion in a High Finesse Cavity*, A. Kreuter, C. Becher, G.P.T. Lancaster, A.B. Mundt, C. Russo, H. Häffner, C. Roos, J. Eschner, F. Schmidt-Kaler und R. Blatt, Phys. Rev. Lett. **92**, 203002 (2004).

³ *Continuous generation of single photons with controlled waveform in an ion-trap cavity system*, M. Keller, B. Lange, K. Hayasaka, W. Lange und H. Walther, Nature **431**, 1075 (2004).

⁴ *The atom-cavity microscope: single atoms bound in orbit by single photons*, C.J. Hood, T.W. Lynn, A.C. Doherty, A.S. Parkins und H.J. Kimble, Science **287**, 1447 (2000).

⁵ *Trapping an atom with single photons*, P.W.H. Pinkse, T. Fischer, P. Maunz und G. Rempe, Nature **404**, 365 (2000).

⁶ *Cavity cooling of a single atom*, P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P.W.H. Pinkse und G. Rempe, Nature **428**, 50 (2004).

⁷ *Single Slow Atoms from an Atomic Fountain Observed in a High-Finesse Optical Cavity*, P. Münstermann, T. Fischer, P.W.H. Pinkse und G. Rempe, Opt. Comm. **159**, 63 (1999).

⁸ Die erste Dipolfalle in einem Resonator höchster Finesse wurde von Ye et al. realisiert: Ye, D.W. Vernooy und H.J. Kimble, *Trapping of single atoms in cavity QED*, Phys. Rev. Lett. **83**, 4987 (1999).

⁹ *State-Insensitive Cooling and Trapping of Single Atoms in an Optical Cavity*, J. McKeever, J.R. Buck, A.D. Boozer, A. Kuzmich, H.-C. Nägerl, D.M. Stamper-Kurn und H.J. Kimble, Phys. Rev. Lett. **90**, 133602 (2003).

¹⁰ *Cavity-induced atom cooling in the strong coupling regime*, P. Horak, G. Hechenblaikner, K.M. Gheri, H. Stecher und H. Ritsch, Phys. Rev. Lett. **79**, 4974 (1997); *Laser cooling of atoms, ions, or molecules by coherent scattering*, V. Vuletić und S. Chu, Phys. Rev. Lett. **84**, 3787 (2000).

¹¹ *Normal-mode spectroscopy of a single bound atom-cavity system*, P. Maunz, T. Puppe, I. Schuster, N. Syassen, P.W.H. Pinkse und G. Rempe Phys. Rev. Lett. **94**, 033002 (2005).